

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ПРОТОНОВ ОТДАЧИ В ДЕТЕКТОРЕ ТИПА ПРОТОННЫЙ ТЕЛЕСКОП ПРИ РЕГИСТРАЦИИ DT НЕЙТРОНОВ

**В. В. Гаганов, И. С. Вершинин, И. А. Гусихина, А. С. Борисков**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 29.07.2021, после доработки – 07.09.2021, принята к публикации – 18.11.2021

В статье описывается детектор типа протонный телескоп, применяемый во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» для регистрации DT нейтронов, и принцип его работы. Основной целью исследования являлось моделирование спектров протонов отдачи в детекторе, которое включает учет кинематики упругого рассеяния  $H(n, n)$ , потерь энергии протонов в водородсодержащем радиаторе и сцинтилляторе, нелинейность световых выходов неорганических сцинтилляторов. В результате расчетов получены спектры протонов отдачи для нескольких энергий нейтронов. Представлены результаты сравнения расчетных спектров с данными экспериментов на DT нейтронах.

**Ключевые слова:** протонный телескоп, упругое рассеяние нейтронов, заряженные частицы, генератор нейтронов, амплитудное распределение.

**SIMULATION OF RECOIL PROTON SPECTRUM IN A DETECTOR OF PROTON TELESCOPE TYPE AT D-T NEUTRONS REGISTRATION / V. V. Gaganov, I. S. Vershinin, I. A. Gusi-khina, A. S. Boriskov** // In the paper there are presented the description and the principle of operation of the proton telescope-type detector applied in FSUE «RFNC-VNIIEF» to register DT neutrons. The prime objective was to simulate spectra of recoil protons in the detector including accounting of kinematics of elastic scattering  $H(n, n)$ , losses of proton energy in hydrogenous radiator and scintillator, light yield nonlinearity of inorganic scintillators. As a result of calculations the spectra of recoil protons for several energies of neutrons were obtained. The results of calculated spectra comparison with the results of experiments on DT neutrons are presented.

**Key words:** recoil proton monitor, elastic neutron scattering, charged particles, neutron generator, amplitude distribution function.

### Введение

Детектор типа протонный телескоп является одним из наиболее точных средств измерения флюенса быстрых нейтронов. Принцип работы детектора заключается в регистрации протонов отдачи, образующихся в результате упругого рассеяния нейтронов в специальном конверторе из водородсодержащего материала. Возможность выполнения измерений с относительной погрешностью менее 2 % обуслов-

лена: а) полнотой данных по сечению упругого рассеяния; б) наличием однозначных соотношений, описывающих процессы рассеяния нейтронов и регистрации протонов; в) простотой конструкции детектора, обеспечивающей контроль его геометрических параметров. В статье представлено детальное описание алгоритма расчета спектра протонов отдачи, а также результаты сравнения расчетного спектра с данными, полученными в эксперименте.

## 1. Принцип работы и измерения с детектором типа протонный телескоп

Конструкция детектора (рис. 1), разработанного во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», является «классической» для такого типа детектора [1–3]. Радиатор представляет собой полиэтиленовый диск толщиной 0,7 мм и диаметром 60 мм. Диск закреплен внутри корпуса из нержавеющей стали, выполненного в форме тонкостенного цилиндра диаметром 80 мм и длиной 200 мм. Протоны отдачи регистрируются сцинтиллятором CsI(Tl), расположенным соосно с радиатором. Сцинтиллятор со стороны радиатора закрыт светоотражающей фольгой из алюминия толщиной 7 мкм. Между сцинтиллятором и радиатором установлен набор вспомогательных диафрагм. Все «видимые» сцинтиллятором части детектора, включая диафрагмы, покрыты свинцовой фольгой. Для беспрепятственного пролета протонов отдачи во внутреннем объеме детектора поддерживается остаточное давление не более  $10^{-3}$  Па. С одной стороны корпус герметично закрыт стальной крышкой толщиной 0,5 мм, с другой – окном из оргстекла для вывода излучения сцинтиллятора на фотокатод ФЭУ.

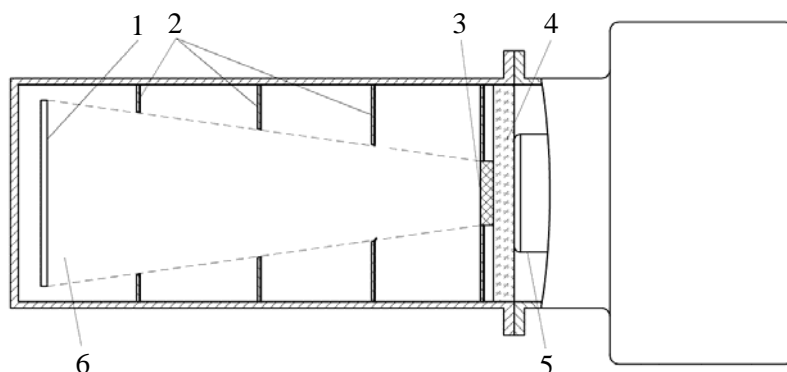


Рис. 1. Конструкция детектора типа протонный телескоп: 1 – полиэтиленовый радиатор; 2 – вспомогательные диафрагмы; 3 – сцинтиллятор CsI(Tl); 4 – оптическое окно из оргстекла; 5 – ФЭУ 97; 6 – вакуумный объем

Детектор устанавливается на заранее выбранном расстоянии  $L_1$  соосно с источником нейтронов (мишень нейтронного генератора). Импульсы с детектора регистрируются в спектротметрическом канале, состоящем из усилителя сигналов и амплитудного анализатора (рис. 2). Измерения с детектором проводятся в два этапа: во время рабочих измерений протоны из радиатора свободно попадают в сцинтиллятор; на время фоновых измерений между радиатором и сцинтиллятором устанавливается свинцовая заслонка. На каждом из этапов измерений регистрируется амплитудное распределение импульсов – рабочее или фоновое. Разность этих распределений составляет итоговый спектр (рис. 3), который в дальнейшем и подвергается числовой обработке. Амплитудные распределения, полученные с помощью данного подхода, позволяют контролировать параметры нейтронного поля генератора нейтронов. Численное моделирование таких распределений позволит повысить точность определения этих параметров. Основная задача данной работы состоит в проведении аналитического расчета спектра протонов отдачи в детекторе типа протонный телескоп.

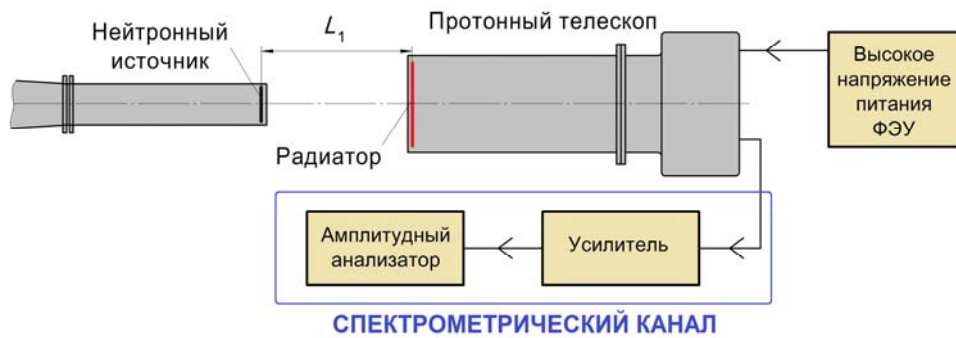


Рис. 2. Схема выполнения измерений

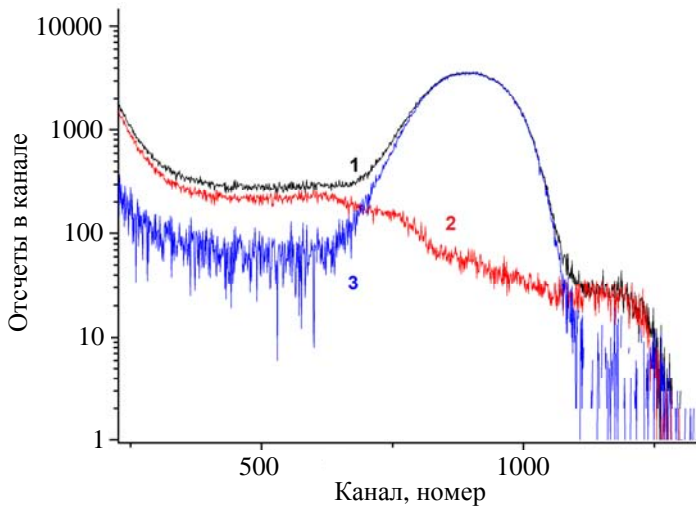


Рис. 3. Амплитудные распределения импульсов с детектора типа протонный телескоп: 1 – рабочее; 2 – фоновое; 3 – итоговое

## 2. Алгоритм расчета спектра протонов отдачи

На основе конструкции детектора составим геометрию расчета (рис. 4). На расстоянии  $L_1$  от точечного изотропного монохроматического источника нейтронов расположен радиатор – диск радиусом  $R_1$  и толщиной  $t_R$ . Соосно с ним, на расстоянии  $L_2$  находится сцинтиллятор радиусом  $R_2$ . Источник лежит на общей оси радиатора и сцинтиллятора. Для расчета выбрана цилиндрическая система координат:  $(r_1; \alpha)$  – поверхность радиатора;  $(r_2; \varphi)$  – поверхность сцинтиллятора. В принятой геометрии расчета предполагается, что толщина радиатора является пренебрежимо малой величиной, проявляющейся лишь при расчете торможения протонов в радиаторе (см. раздел 4 настоящей статьи).

На поверхностях радиатора и сцинтиллятора на произвольных радиусах  $r_1$  и  $r_2$  выделяем произвольные площадки  $dA_1$  и  $dA_2$ . Под площадкой  $dA_1$  выделяем элемент объема радиатора  $dV$ . На один нейтрон, вылетающий из мишени в сторону площадки  $dA_1$  и испытывающий упругое рассеяние, образуется  $dn/d\Omega_1$  протонов отдачи (здесь  $d\Omega_1$  – телесный угол, стягивающий площадку  $dA_1$  по радиатору), вылетающих в сторону сцинтиллятора в единичный телесный угол. Толщина сцинтиллятора подобрана так, чтобы она превышала длину свободного пробега протонов с максимальной регистрируемой энергией. Исходя из этого, будем полагать, что протоны, прилетающие из радиатора в сцинтиллятор, оставляют в нем всю свою энергию. Таким образом, число отсчетов с детектора [4]

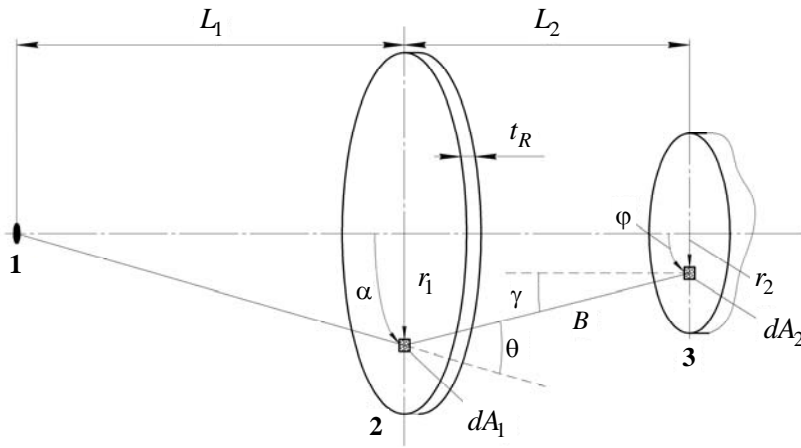


Рис. 4. Геометрия расчета: 1 – точечный источник нейтронов; 2 – радиатор; 3 – сцинтиллятор

будет составлять (в единицах отсчетов/нейтр.)

$$d\chi = \frac{dn}{d\Omega_1} d\Omega_2, \quad (1)$$

где  $d\Omega_2$  – телесный угол, стягивающий площадку  $dA_2$  по сцинтиллятору,

$$d\Omega_2 = \frac{dA_2 \cos(\gamma)}{B^2}, \quad (2)$$

здесь  $B$  – расстояние между элементарными площадками  $dA_1$  и  $dA_2$ ;  $\gamma$  – угол падения протона на сцинтиллятор.

Число протонов отдачи, образующихся в элементарном объеме  $dV$ , составит

$$\frac{dn}{d\Omega_1} = F(r_1) Q \sigma(E_n, \theta), \quad (3)$$

где  $\theta$  – угол вылета протона по отношению к первоначальному направлению движения нейтрона в лабораторной системе координат;  $\sigma(E_n, \theta)$  – дифференциальное сечение упругого рассеяния;  $Q$  – число атомов водорода в элементе объема радиатора  $dV$ ;  $F(r_1)$  – флюенс нейтронов в центре элементарной площадки  $dA_1$ . Значение флюенса, нормированное на 1 нейтрон источника, будет составлять

$$F(r_1) = \frac{1}{4\pi(L_1^2 + r_1^2)}. \quad (4)$$

Число атомов водорода в единице объема радиатора составляет

$$Q = q dA_1, \quad q = 2 \frac{\rho_{\text{CH}_2} t_R}{u M_{\text{CH}_2}}, \quad (5)$$

где  $\rho_{\text{CH}_2}$  – плотность полиэтилена;  $M_{\text{CH}_2}$  – вес элементарного звена  $\text{CH}_2$ ;  $u$  – атомная единица массы.

Найдем из геометрии расчета величины  $B$ ,  $\cos(\theta)$ ,  $dA_1$  и  $dA_2$ :

$$dA_2 = r_1 d\alpha dr_1, \quad dA_2 = r_2 d\varphi dr_2, \\ B = \sqrt{L_2^2 + r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(\varphi)}, \quad (6)$$

$$\cos(\theta) = \frac{L_1 L_2 - r_1^2 + r_1 r_2 \cos(\varphi)}{\sqrt{L_1^2 + r_1^2} B},$$

Таким образом, для протона, рожденного в элементарном объеме радиатора  $dV$  на произвольном радиусе  $r_1$  и угле  $\alpha$  и вылетающего в сторону элементарной площадки  $dA_2$  на произвольном радиусе  $r_2$  и угле  $\varphi$ , мы можем записать число отсчетов с детектора:

$$d\chi = \frac{q L_2}{4\pi} \frac{r_1 r_2 \sigma(E_n, \theta)}{(L_1^2 + r_1^2) B^3} d\varphi dr_2 d\alpha dr_1. \quad (7)$$

Если проинтегрировать выражение (7) по поверхности радиатора, а затем по поверхности сцинтиллятора, с учетом полного телесного угла  $4\pi$ , мы получим величину полной чувствительности детектора типа протонный телескоп к нейтронам с энергией  $E_n$ :

$$\chi = 4\pi q L_2 \int_0^{R_1} \int_0^{R_2} \int_0^\pi \frac{r_1 r_2 \sigma(E_n, \theta)}{(L_1^2 + r_1^2) B^3} d\varphi dr_2 dr_1. \quad (8)$$

При этом энергия протонов также зависит от угла рассеяния:

$$E_p = \left( \beta^2 2M_p \right) \frac{\cos^2(\theta)}{1 - \beta^2 \cos^2(\theta)}, \quad (9)$$

где  $M_p$  – энергия, эквивалентная массе покоя протона,  $\beta$  – релятивистский фактор (скорость системы центра инерции относительно лабораторной системы координат) [8].

### 3. Сечение упругого рассеяния

Дифференциальное сечение упругого рассеяния определяется [5] по формуле

$$\sigma(E_n, \theta) = \frac{\sigma_T(E_n)}{\pi} \cdot 2f(\mu) \frac{\cos(\theta)(1 - \beta^2)}{(1 - \beta^2 \cos^2(\theta))^2}. \quad (10)$$

Данное выражение учитывает релятивистские эффекты при переходе из системы центра инерции в лабораторную систему координат [5]. В данном выражении  $\sigma_T(E_n)$  – полное сечение упругого рассеяния  $N(n, n)$  [6] в лабораторной системе координат (рис. 5),  $\mu$  – косинус угла вылета нейтрона в сис-

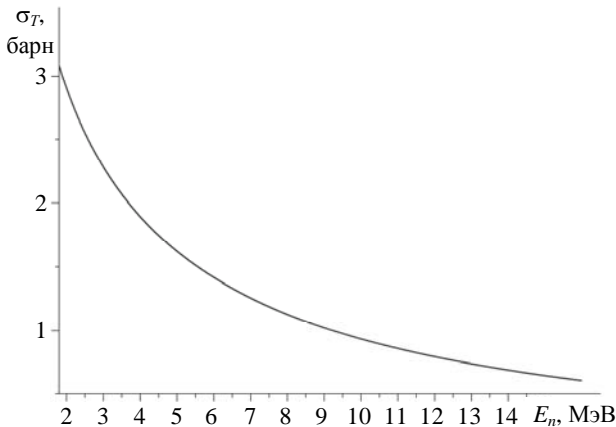


Рис. 5. Полное сечение упругого рассеяния  $N(n, n)$

теме центра инерции;  $f(\mu)$  – функция, описывающая угловую зависимость сечения рассеяния [7].

### 4. Торможение протонов в радиаторе

Спектр протонов отдачи, составленный по выражениям (8) и (9), не учитывает того, где образовался протон отдачи – на поверхности радиатора или на некоторой его глубине. В силу ненулевой толщины радиатора часть протонов отдачи будет терять долю своей энергии из-за торможения при прохождении через сам радиатор. Энергетические потери протонов при этом описываются [9] выражением

$$\frac{dE}{dt} = -S(E_p) \frac{\rho_{CH_2}}{\cos(\gamma)}, \quad (11)$$

где  $S(E_p)$  – массовая тормозная способность полиэтилена для протонов [5] (рис. 6);  $\rho_{CH_2}$  – плотность полиэтилена;  $dt$  – толщина элементарного слоя радиатора;  $\cos(\gamma)$  – поправка на угол, под которым протон проходит через радиатор.

Распределение протонов по энергиям, рассчитанное с учетом выражения (11), в сравнении со спектром протонов отдачи без учета ослабления в радиаторе показано на рис. 7.

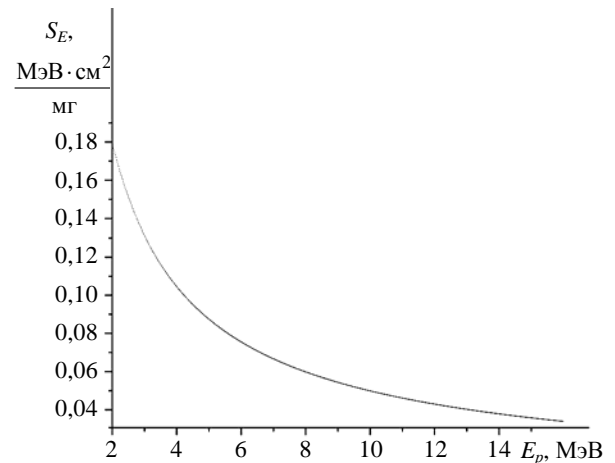


Рис. 6. Тормозная способность полиэтилена для протонов

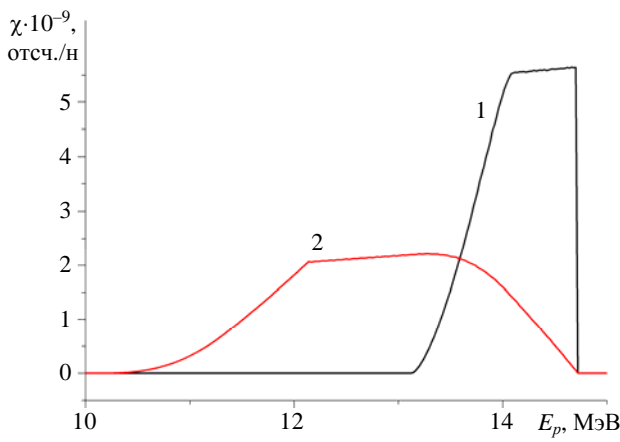


Рис. 7. Спектр протонов отдачи без учета (1) и с учетом (2) ослабления в радиаторе ( $t_R = 0,7$  мм)

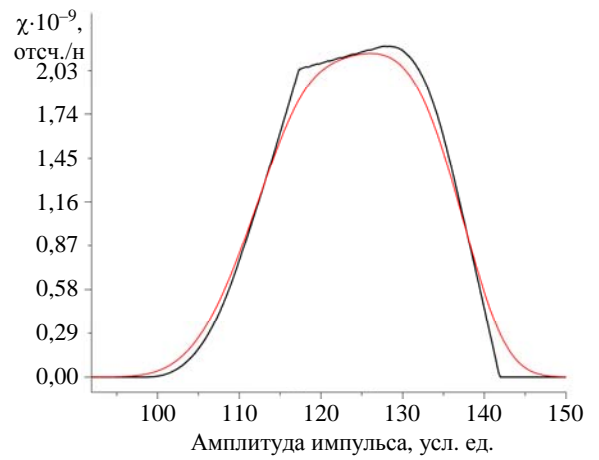


Рис. 8. Свертка расчетного распределения с функцией Гаусса ( $\sigma = 0,04$  МэВ)

## 5. Световыход сцинтиллятора CsI(Tl)

Одним из свойств неорганических сцинтилляторов является нелинейная связь между значением поглощенной энергии и амплитудой импульса на выходе детектора [11]. В работе [11] предложена следующая формула, описывающая зависимость между световым выходом сцинтиллятора CsI(Tl) и энергией налетающих частиц:

$$L(Z, A, E_p) = a_1(Z, A)E_p^{a_2(Z, A)}, \quad (12)$$

где  $a_1$ ,  $a_2$  – коэффициенты, зависящие от параметров регистрируемых частиц,

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,82 + 14,1e^{-0,416Z}, \\ a_2 &= 1,255 - 0,387e^{-0,349Z}. \end{aligned} \quad (13)$$

Для рассматриваемой задачи по выражению (13) получены следующие значения коэффициентов:  $a_1 = 10,122$ ,  $a_2 = 0,982$ .

## 6. Энергетическое разрешение детектора

Каждый сцинтилляционный детектор обладает конечным энергетическим разрешением. Ширина энергетического распределения на выходе сцинтилляционного детектора определяется статическими флуктуациями в различных процессах [10]. Для корректного сравнения расчетного спектра с экспериментальными

данными необходимо вычислить свертку расчетного спектра протонов с функцией Гаусса [12]:

$$g_i^j = \frac{1}{2\pi\sigma} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \frac{L^j - L_i}{\sigma} \right]^2 \right\}, \quad (14)$$

где  $\sigma$  – параметр Гаусса;  $L$  – амплитуда импульса, соответствующая энергии протона с учетом нелинейности световыхода сцинтиллятора CsI(Tl).

Значение параметра  $\sigma$  для каждого экспериментального распределения подбиралось отдельно. Результат свертки показан на рис. 8.

## 7. Сравнение результатов с экспериментальными данными

Поскольку анализатор амплитуд импульсов регистрирует сигналы с детектора в шкале (канал: отсчет), а расчетное распределение имеет шкалу (световыход: чувствительность), необходимо перевести расчетное распределение в единицы шкалы экспериментального. Примеры сравнения расчетных распределений с экспериментальными данными, полученными на генераторе НГ-150М, показаны на рис. 9. На приведенном рисунке видно, что достигнуто удовлетворительное согласие сравниваемых распределений.

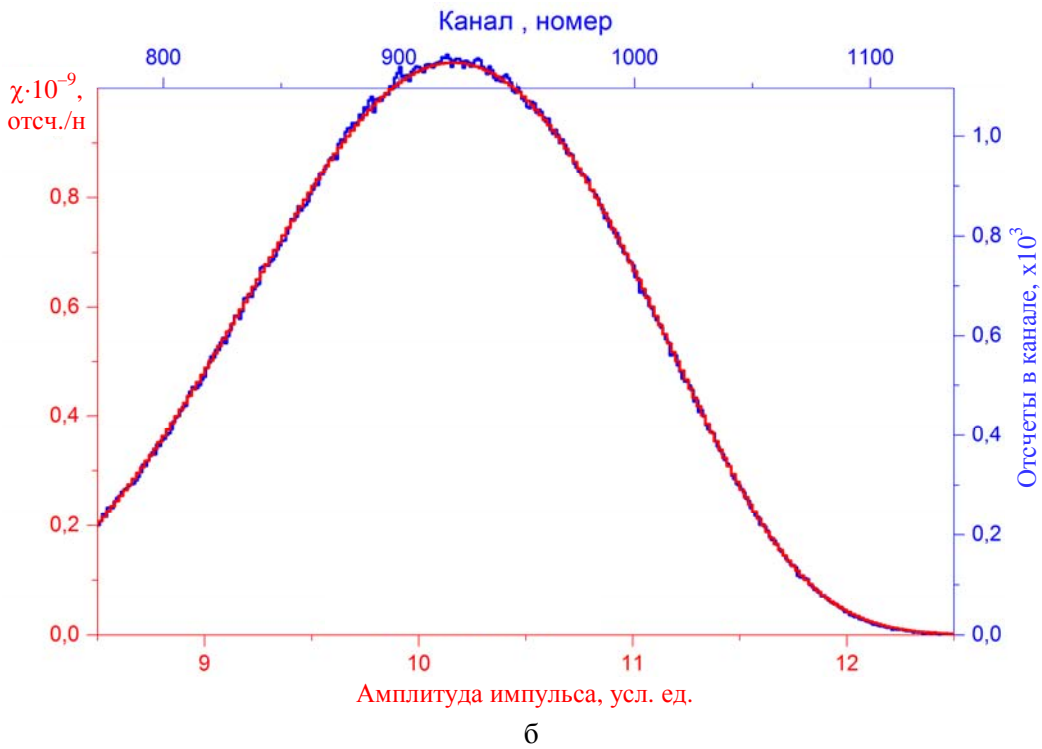
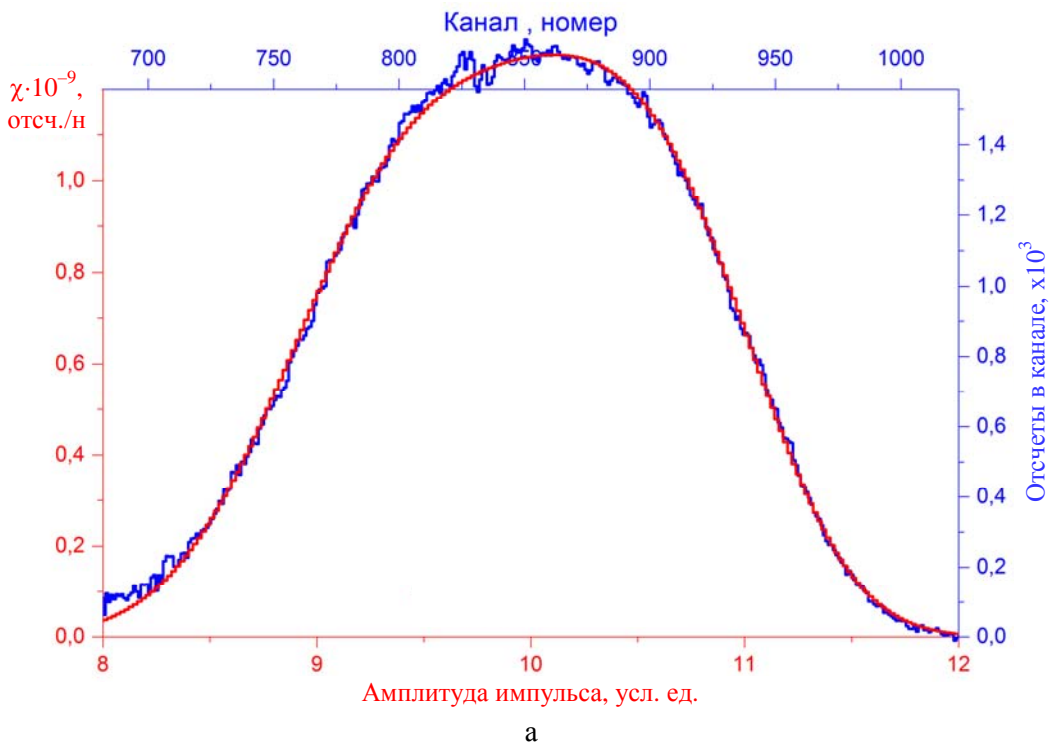


Рис. 9. Сравнение расчетного распределения с экспериментальными данными:  
 а –  $L_1 = 20$  см,  $E_n = 14,7$  МэВ; б –  $L_1 = 60$  см,  $E_n = 13,9$  МэВ

## Заключение

В работе представлен метод расчета спектра протонов отдачи детектора типа протонный телескоп, применяемого во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» при работе с нейтронными генераторами НГ-150М и НГ-11И. Одним из главных преимуществ представленного алгоритма является возможность контроля численных параметров распределения на всех шагах от источника до амплитудного анализатора. В расчете учитываются основные конструктивные и физические особенности детекторов такого типа: торможение протонов отдачи в радиаторе, нелинейность зависимости световыхода сцинтиллятора CsI(Tl) от энергии регистрируемого излучения и конечное энергетическое разрешение детектора. Поскольку погрешность разработанного метода связана не с алгоритмом вычислений, а с неопределенностью исходных данных, ее применение позволяет с погрешностью менее 2 % контролировать параметры нейтронного поля генераторов НГ-150М и НГ-11И.

В перспективе планируется дополнение разработанного метода с включением в него учета источников фоновых составляющих распределений, получаемых с детектора. Среди таких составляющих, в первую очередь, необходимо учитывать окружение детектора, а также рассеяние нейтронов на конструктивных элементах самого детектора. Для этого требуется привлечение метода Монте-Карло.

## Список литературы

1. Loevestam G. The recoil proton telescope in non-coincidence mode for neutron fluence measurements // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2006, vol. A566, N 2, p. 609–614.
2. Bame J. S., Haddad E., Perry J. E., Smith R. K. Absolute determination of monoenergetic neutron flux in the energy range 1 to 30 MeV // *Review of Scientific Instruments*, 1957, vol. 28, N 12, p. 997–1006.

3. Bozhko V. P., Vodin A. N., Olejnik S. N., Tuller G. E. Method for energy scale calibration of the scintillation detector at registration of recoil protons // *Functional Materials*, 2009, vol. 16, N 2, p. 122–125.

4. Sloan D., Robertson J. C. The efficiency of a recoil proton monitor // *Nuclear Instruments and Methods*, 1982, vol. 198, N 2–3, p. 365–372.

5. Thomas D. J., Axton E. J. The need for a relativistic approach when calculating proton recoil telescope efficiencies // *Nuclear Instruments and Methods*, 1980, vol. 174, N 1–2, p. 321–322.

6. Pronyaev V. G., Badikov S. A., Carlsson A. D. et al. Resulting standards data // *International Evaluation of Neutron Cross-Section Standards*. – Vienna: International Atomic Energy Agency, 2007, p. 122–153.

7. MacFarlane R. E. Neutron slowing down and thermalization // *Handbook of Nuclear Engineering*. – New York: Springer, 2010, vol. I (Nuclear Engineering Fundamentals), p. 189–277.

8. Hansen G. E., Smith R. K., Simons G. G. Geometrical efficiency equation for proton recoil telescopes // *Nuclear Science and Engineering*, 1976, vol. 61, N 2, p. 269–276.

9. Черняев А. П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 152 с.

10. Ляпидевский В. К. Методы детектирования излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1987. 406 с.

11. Avdeichkov A., Ghetti R., Golubev P., Jakobsson B., Colonna N. Energy calibration of CsI(Tl) scintillator in pulse-shape identification technique // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2002, A501, p. 505–513.

12. Steyn J. J., Huang R. Monte Carlo calculation of clad NaI(Tl) scintillation crystals response of gamma photons // *Nuclear Instruments and Methods*, 1972, vol. 484, p. 465–475.

Контактная информация –  
Гаганов Валерий Валерьевич,  
начальник лаборатории ИЯРФ,  
РФЯЦ-ВНИИЭФ,  
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2021, вып. 4, с. 119–126.